

Г.В. Колбычев, И.В. Пташник

## Расчет области сильного поля в открытом разряде

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 21.02.2000 г.

Предложен метод определения параметров области катодного падения потенциала на основе совместного решения уравнений разряда и уравнения, описывающего развитие лавины убегающих электронов. Приведены результаты расчета и найдены простые соотношения между значениями параметров. Показана возможность и найдены условия для реализации квазистационарного высоковольтного разряда в газе среднего давления. На основе полученных данных обсуждаются механизм и условия реализации фотоэлектронного разряда.

Импульсный разряд в узком зазоре между параллельными сплошным катодом и сетчатым анодом, за которым имеется протяженная газонаполненная область, получил название открытого разряда. Он является эффективным источником электронного пучка (ЭП) с энергиями 1...10 кэВ [1,2]. Теории этого разряда нет. Проблема заключается в сложности описания ионизации газа электронами, большая часть которых является убегающими, поскольку их функция распределения по скоростям (энергиям) локальна и зависит от предыстории каждого электрона. Разработанные для этой цели методы решения кинетического уравнения Больцмана, в том числе и на основе методов Монте-Карло [3–5], весьма трудоемки, а результаты расчетов сложны для анализа. Когда же распределение электрического поля неизвестно и является также искомой характеристикой, указанные методы вообще оказываются бессильными. Импульсный разряд с убегающими электронами относится именно к такому случаю.

В работе [6] для описания лавины убегающих электронов вместо первого коэффициента Таунсенда введена функция плотности ионизаций  $w(x) = dK(x)/dx$ , где  $K(x)$  – количество убегающих электронов в лавине на расстоянии  $x$  от старта первого электрона. Функция  $w(x)$  определяется уравнением

$$w(x) = \vartheta n \left\{ \sigma_i(0, x) + \int_0^x w(\xi) \sigma_i(\xi, x) d\xi \right\}, \quad (1)$$

где  $n$  – плотность газа;  $\sigma_i(\xi, x)$  – сечение ионизации частиц газа в точке  $x$  электроном лавины, рожденным в точке  $\xi$ ;  $\vartheta$  – коэффициент удлинения пути электрона в результате рассеяния. Величина  $\vartheta \sim 1,3...1,4$  в полях, двукратно превышающих порог для убегания, и быстро приближается к 1 с усилением поля [7]. Аналогичная функция использована и в [8] при исследовании начальной фазы пробоя при низких давлениях. В настоящей статье этот подход впервые применен для расчета параметров области сильного поля в импульсном разряде в газе среднего давления. Разработан экономичный метод расчета и сделан анализ полученных результатов.

### 1. Методика расчета

Задача решается в квазистационарном приближении. Анод прозрачен для электронов пучка, поэтому их отражением обратно в разрядный промежуток пренебрегается. Пространственный заряд электронов в области сильного поля также не учитывается. В первом приближении можно опустить и ионизацию газа быстрыми ионами и нейтралами. Газ – гелий. Рассматривается следующая система уравнений:

– уравнение генерации зарядов в газе (1). В коротких межэлектродных промежутках величина коэффициента  $\vartheta$  даже в относительно слабых полях может быть принята за единицу [7];

– формула Дравина с единичными подгоночными коэффициентами для сечения ионизации газа электронным ударом. Для гелия сечение равно

$$\sigma_i(z) = \sigma_0 g(z), \quad \sigma_0 = 1,43 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2,$$

$$g(z) = [(z-1)/z^2] \ln(5z/4), \quad z = \varepsilon/J, \quad (2)$$

где  $\varepsilon$  – энергия электрона;  $J$  – потенциал ионизации атома гелия;

– уравнение непрерывности тока

$$\partial j_+(x)/\partial x = -j_{e0} w(x), \quad (3)$$

где  $j_+$  и  $j_{e0}$  – плотности тока ионов в межэлектродном промежутке и электронов на катоде соответственно;

– уравнение Пуассона

$$\partial E(x)/\partial x = -[j_+(x)/\varepsilon_0 v_+(x)], \quad (4)$$

где  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая постоянная;  $v_+(x)$  – дрейфовая скорость ионов;

– закон движения ионов в газе

$$v_+(x) = \Gamma \sqrt{E(x)/n}, \quad \Gamma = 1 \cdot 10^{13}; \quad (5)$$

– зависимость коэффициента электронной эмиссии катода  $\gamma$  от напряженности поля на катоде  $E(0)$ . По дан-

ным измерений [9] эту зависимость можно аппроксимировать следующим аналитическим выражением:

$$\gamma = 3 \cdot 10^{-4} [E(0)/P] - 0,44, \quad (6)$$

где  $[E/P]$  измеряется в В/(Па · м). Оно соответствует опытным данным в пределах их погрешности при энергии ионов и быстрых атомов в диапазоне 100...1000 эВ.

Обычно система уравнений разряда дополняется уравнением нормировки и граничными условиями [10] и решается численными методами. Наличие граничных условий на катоде и аноде существенно усложняет получение решений. Поэтому здесь применен другой подход: на катоде задаются необходимые для счета данные, а после прогонки получаем значения всех остальных параметров. В качестве свободных параметров оставлены плотность электронного тока  $j_{e0}$  и напряженность поля  $E(0)$  на катоде.

В условиях убегания сечение  $\sigma_i(\xi, x)$  в (1) зависит только от пройденной электроном разности потенциалов [6]. Поэтому переход к независимой переменной  $z = -e \phi(x)/J$  (где  $\phi(x)$  – потенциал поля в точке  $x$ ) позволяет свести систему уравнений (1)–(5) к следующему уравнению:

$$Y''(z) = \frac{R}{Y^{0,4}(z)} \left\{ G g(z) + \int_1^{z-1} g(z-\zeta) Y''(\zeta) d\zeta \right\}, \quad (7)$$

где

$$Y(z) = \left( \frac{E(z)}{E(0)} \right)^{5/2}; \quad R = \frac{\sigma_0 J n}{e E(0)}; \quad G = \frac{2,5 J j_{e0} n^{1/2}}{e \varepsilon_0 \Gamma E^{5/2}(0)} \quad (8)$$

с начальными условиями

$$Y(0) = 1, \quad Y'(0) = -G/\gamma, \quad Y''(0) = 0. \quad (9)$$

Через функцию  $Y(z)$  интересующие нас параметры определяются следующим образом:

$$U = Jz; \quad x = \frac{J}{E(0)} \int_0^z \frac{d\zeta}{Y^{0,4}(\zeta)}; \quad \frac{j_+(z)}{j_+(0)} = \frac{Y'(z)}{Y'(0)}; \quad (10)$$

$$K(z) = \frac{1}{\gamma} \left[ 1 - \frac{j_+(z)}{j_+(0)} \right]; \quad n_+(z) = 0,9 \cdot 10^6 \frac{E^2(0) Y'(z)}{Y^{0,2}(z)}.$$

Здесь  $n_+$  – концентрация ионов,  $m^{-3}$ ;  $K(z)$  – коэффициент размножения зарядов в газе.

## 2. Общий анализ решений

Рассмотрим типичную задачу, когда заданы межэлектродный промежуток  $d$ , напряжение на нем  $U_0$  и давление газа  $P$ . На рис. 1 приведены решения этой задачи при различных значениях  $j_{e0}$ . При малых токах область сильного поля занимает весь межэлектродный промежуток (кривые 1–4), и поэтому система (1)–(6) описывает разряд в целом. С повышением тока область сильного поля локализуется на длине  $l_k$  у катода (кривые 5–8) и возникает область катодного падения потенциала (КПП), а в остальной части – плазма. Характер изменения напряженности  $E(x)$  довольно

сложен. В длинных межэлектродных промежутках при малых токах разряда  $dE(x)/dx$  монотонно возрастает до нуля, а при больших токах, наоборот, уменьшается при приближении к плазменной границе.

Результаты расчета дают первое отличительное свойство разряда – усиление тока в области сильного поля для всех решений на рис. 1 оказалось недостаточным для самостоятельного поддержания разряда

$$\gamma K(d) \text{ (кривые 1–4), } \gamma K(l_k) \text{ (кривые 5–8)} < 1.$$

Это означает, что в первом случае разряд протекает при поддержке ионного тока из заанодной области, а во втором – этот ток эмиттируется прианодной плазмой. Поэтому критерий стационарности разряда принимает вид

$$\gamma K\{d, l_k\} = 1 - r, \quad r = j_+\{d, l_k\}/j_+(0). \quad (11)$$

Таким образом, область катодного падения потенциала в данном разряде не является самодостаточной, в отличие от аномального тлеющего разряда [10–12]. Оказалось, что при сформированной области КПП ( $l_k < d$ ) величина  $r$  не зависит от тока разряда, а ее зависимость от напряжения можно аппроксимировать выражением

$$r \approx 0,272 \ln [32/U_0], \quad (12)$$

где  $U_0$  выражено в кВ. При вариации тока разряда  $j_p$  размер области КПП меняется по закону  $l_k \sim j_p^{-m}$ , а напряженность поля на катоде  $-E(0) \sim j_p^m$ , где  $m = 0,3$  в диапазоне изменения  $U_0$  от 4 до 10 кВ. Все приведенные связи получены при постоянном давлении гелия 4 кПа и линейной зависимости коэффициента  $\gamma$  от  $E/P$  (6). При изменении зависимости (6) соотношения между параметрами области КПП будут иными, и  $r$  будет зависеть от тока разряда.

В общем случае для описания разряда при  $l_k < d$  необходимо систему уравнений (1)–(6) дополнить соотношениями, определяющими генерацию зарядов и их потоки в плазме на участке  $d - l_k$ . Заметим, что в формировании ионного тока  $j_+(l_k)$  принимает участие не весь участок ( $d - l_k$ ) от границы КПП до анода, а лишь часть его толщиной  $l_{пл}$ . Расчет с учетом объемного заряда электронов в уравнении Пуассона показывает, что на границе области КПП и плазмы напряженность поля крайне мала. Здесь возникает тонкий слой плазмы, степень ионизованности в которой на порядок выше, чем в других частях разрядного промежутка [12]. Ионизацию в этом слое могут производить только электроны, инжектированные из области КПП. Коэффициент размножения зарядов в нем

$$K_{пл} = w(l_k) l_{пл},$$

и тогда

$$r = \gamma K_{пл}. \quad (13)$$

Далее, принимая во внимание, что  $w(l_k) = [dK_{кпп}(l_k)/dl_k]$ , и полагая  $l_{пл} \approx d - l_k$ , из (11) получаем уравнение, связывающее обе области разряда:

$$K_{кпп}(l_k) = \frac{1}{\gamma} - (d - l_k) \left. \frac{dK_{кпп}(x)}{dx} \right|_{x=l_k}. \quad (14)$$

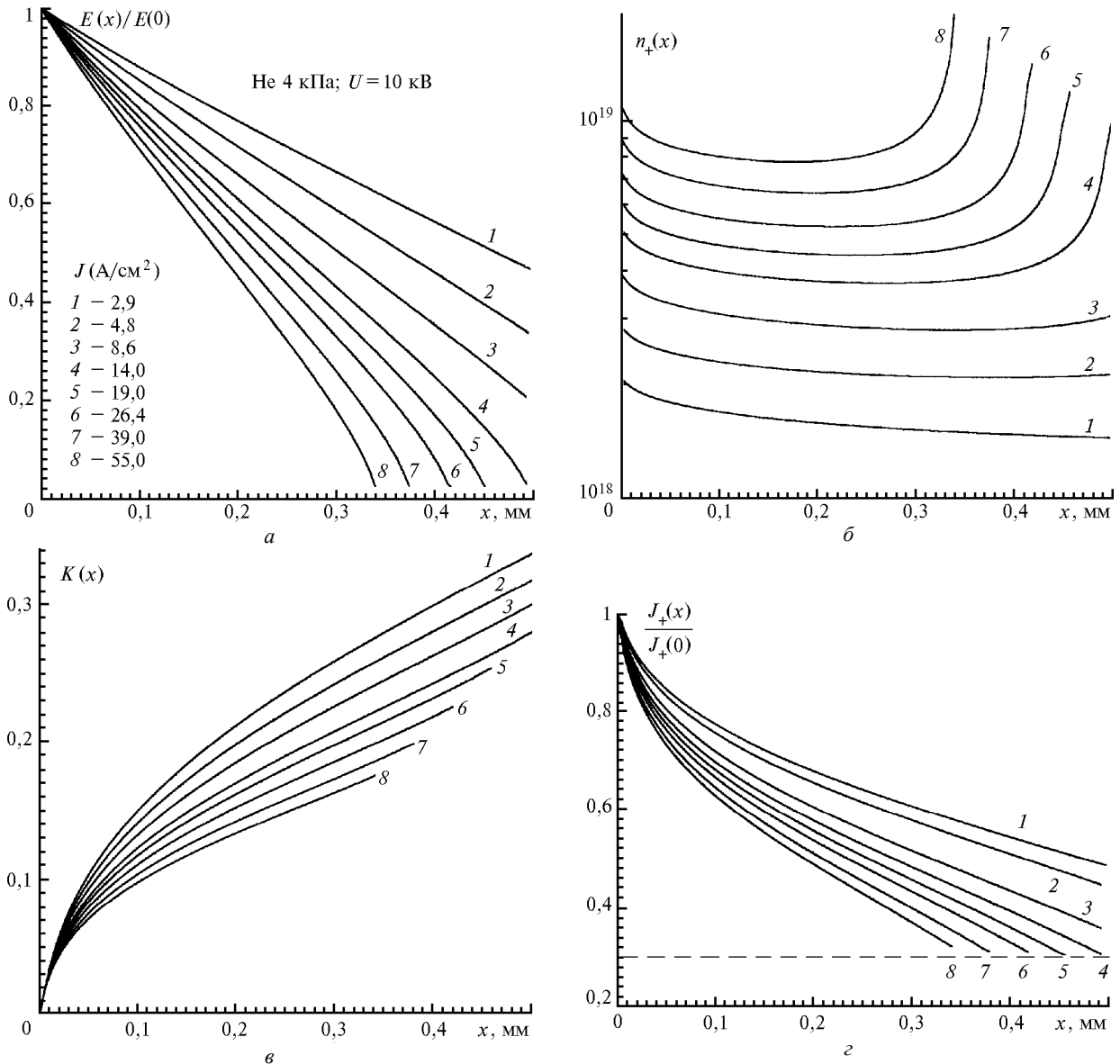


Рис. 1. Распределение напряженности электрического поля (а), плотности ионов (б), коэффициента размножения зарядов  $K$  (в) и плотности ионного тока (г) по длине межэлектродного промежутка  $d = 0,5$  мм при отдельных значениях  $j_{e0}$

Для его решения запишем коэффициент  $\gamma$  на основании (6) в виде

$$\gamma = \theta + \rho/l_k \quad (15)$$

и введем параметры  $\beta = l_k/d$ ,  $S = -\rho/(\theta d)$ . Тогда решение уравнения (14) имеет вид

$$K_{\text{кпп}} = K(\beta) = -\frac{1}{\theta} \frac{1}{S-1} \left\{ \frac{S}{S-1} (1-\beta) \ln \left| \frac{1-\beta}{1-\beta/S} \right| + \beta \right\}. \quad (16)$$

Поскольку  $K(\beta)$  и  $r$  определяются системой уравнений (1)–(5) и (15), то соотношение (16) дает конкретное значение  $\beta$ , при котором выполняются все условия. Таким образом, от множества решений (см. рис. 1) остается только одно, которое реализуется при заданных значениях  $U_0$ ,  $d$ ,  $n$  (или  $P$ ). Расчет также показал, что стационар-

ные решения имеют место при  $\beta = 0,95 \dots 0,8$ , и поэтому замена  $l_{\text{пл}}$  на  $(d - l_k)$  вполне справедлива.

### 3. Устойчивость

Наличие стационарных решений еще не означает, что разряд с соответствующими параметрами может протекать длительное время. Для этого он должен быть устойчив к флуктуациям параметров, не контролируемых в реальных условиях. Это – флуктуации эмиссионного тока катода, коэффициента размножения зарядов в области КПП, эмиссии ионного тока из плазмы в область КПП. В результате этих случайных процессов возникает флуктуация размера области сильного поля:  $l_k \rightarrow l_k - \delta(l_k)$ . Она изменяет распределение поля в области КПП, что тут же сказывается на величине  $\gamma$  и  $w(x)$ . Последняя изменяет  $K(l_k)$  и влияет на  $K_{\text{пл}}$ . Изменение этих параметров при флуктуации размера  $l_k$  равно:

$$\begin{aligned} \delta(\gamma) &= (\gamma - \theta) \delta(l_k)/l_k; \quad \delta(E) = E \delta(l_k)/l_k; \\ \delta(w) &\approx -w \delta(l_k)/l_k; \quad \delta(K_{\text{кпп}}) \approx -K_{\text{кпп}} \delta(l_k)/l_k; \\ \delta(K_{\text{пл}}) &\approx -w \delta(l_k) [(I_{\text{пл}}/l_k) - 1], \end{aligned} \quad (17)$$

где для  $\gamma$  использовано выражение (15). Суммарный эффект описывается изменением произведения  $\gamma K_{\Sigma} = \gamma [K_{\text{кпп}} + K_{\text{пл}}]$ , которое определяет затухание или усиление действия флуктуации  $\delta(l_k)$ :

$$\delta(\gamma K_{\Sigma}) = \frac{\theta w(l_k) \delta(l_k)}{l_k} \left[ \frac{\rho}{\theta} + (l_k - l_{\text{пл}}) - \frac{K_{\text{кпп}}(l_k)}{w(l_k)} \right]. \quad (18)$$

Если  $\delta(\gamma K_{\Sigma})$  меньше 0, то критерий самостоятельного развития разряда не выполняется и изменения, вызванные флуктуацией, затухают. Если  $\delta(\gamma K_{\Sigma})$  больше 0, то эффект обратный. В гелии коэффициент  $\theta$  отрицательный (см. (6)), а  $(\rho/\theta) \approx -1,55 \cdot 10^{-3} U_k/P$ . Это – большая величина: при  $U_k = 4$  кВ и  $P = 4$  кПа она равна 1,55 мм, что превышает межэлектродный зазор  $d$  в генераторах ЭП [1, 2]. Из рис. 1 также следует, что  $K_{\text{кпп}}/w(l_k) \sim l_k$ , поэтому во всех реальных условиях  $\delta(\gamma K_{\Sigma}) > 0$ , т.е. разряд с прианодной плазмой неустойчив и будет развиваться до установления квазистационарного режима аномального тлеющего разряда, что и наблюдается на практике [13].

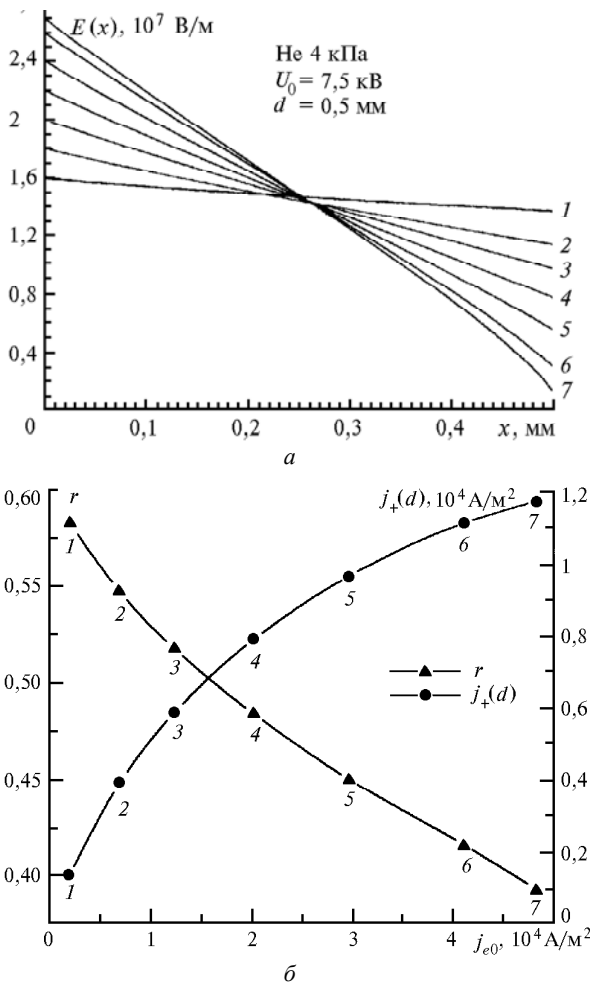


Рис. 2. Распределение напряженности поля по длине межэлектродного промежутка в несамостоятельном разряде (а), величина коэффициента  $j_+(d)j_+(0)$  и требуемые для поддержки разряда значения плотности ионного тока на аноде (б) при отдельных значениях  $j_{e0}$

Совсем иная ситуация для разряда будет в отсутствие прианодной плазмы, когда область сильного поля занимает весь межэлектродный промежуток (кривые 1–4 на рис. 1). Такой разряд существует лишь с поддержкой ионным током из заанодной области, возникающим вследствие провисания поля из разрядного промежутка либо эмиссии из специально созданной плазмы. Соотношение (18) для анализа на устойчивость решений в этом случае неприменимо. Результаты расчета параметров разряда при  $l_k \geq d$ , представленные на рис. 2, показывают, что при контроле ионного тока, инжектируемого через анод, разряд вполне устойчив и управляем. Эксперименты [14] подтвердили, что такой контроль вполне реален. Таким образом, оказывается возможным существование квазистационарного режима высоковольтного разряда в газе среднего давления.

В заключение заметим следующее. Задача решена в квазистационарном приближении. В области сильного поля такое состояние достигается за время пересечения области ионом, что составляет  $\sim 10$  нс. Наибольшее время для установления равновесия требуется для области отрицательного свечения, что связано с процессами накопления зарядов для создания плазмы с равновесной концентрацией и переносом зарядов в слабом электрическом поле. Поэтому параметры области сильного поля успевают подстраиваться под состояние плазмы. Таким образом, уравнения (1)–(6), описывающие область сильного поля, применимы и в переходной фазе разряда. В этом случае решения дают состояние области КПП в каждый момент времени.

#### 4. Фотоэлектронный разряд

Система уравнений (1)–(6) описывает, в сущности, тлеющий разряд. Однако она легко адаптируется и на случай фотоэлектронного разряда [15]. Для этого представим  $j_{e0}$  суммой двух составляющих: тока, связанного с механизмом тлеющего разряда  $j_{e0}(\gamma_p)$ , и тока фотоэлектронов  $j_{e0}(\gamma_v)$ , генерируемого УФ-подсветкой:

$$j_{e0} = j_{e0}(\gamma_p) + j_{e0}(\gamma_v), \quad (19)$$

где  $j_{e0}(\gamma_p) = \gamma_p j_+(0)$ ;  $j_{e0}(\gamma_v) = e \gamma_v q_{uv}$ ;  $e$  – заряд электрона;  $\gamma_v$  – коэффициент фотоэлектронной эмиссии катода;  $q_{uv}$  – поток УФ-квантов на катод от источника УФ-подсветки. Очевидно, что о фотоэлектронном режиме можно говорить лишь при  $j_{e0}(\gamma_v) \geq j_{e0}(\gamma_p)$ . Учитывая, что  $\gamma_v \leq 0,1 \ll \gamma_p \sim 1$  [9–11], получаем  $j_+(0) \ll e q_{uv}$ . Следовательно, фотоэлектронный режим возможен лишь при достаточно малом ионном токе; в противном случае требуется слишком высокая интенсивность УФ-подсветки. Иными словами, наилучшие условия для него – это стадия разряда, представленная на рис. 2. При этом область сильного поля занимает весь промежуток катод – анод, а развитие тлеющего разряда замедлено (затруднено), поскольку  $\gamma_p K(d) < 1$  и разряд зависит от ионного тока из заанодной области.

Включение УФ-подсветки создает поток фотоэлектронов с катода. Этот дополнительный электронный ток удобно учесть через коэффициент электронной эмиссии:

$$\gamma_{\Sigma} = \gamma_p + \gamma_v e q_{uv}/j_+(0). \quad (20)$$

Добавка в  $\gamma_{\Sigma}$  фотоэлектронной составляющей приводит к соотношению  $\gamma_{\Sigma} K(d) > 1$ . Таким образом, фотоэлектронный разряд – это сугубо переходный процесс и внешне воспри-

нимается как фаза быстрой коммутации при пробое сильно перенапряженных промежутков [11]. Отличают его аномально высокое значение коэффициента электронной эмиссии с катода и вытекающая отсюда аномально высокая эффективность генерации ЭП, определяемая соотношением

$$\eta = \gamma / (1 + \gamma). \quad (21)$$

Второе отличие заключается в механизме образования области КПП. В тлеющих разрядах ее параметры (напряжение и размер) определяются балансом потока ионов к эмиссионной границе плазмы и от нее – в область КПП. В фотоэлектронном разряде этот баланс роли не играет, так как поток фотоэлектронов с катода от ионного тока не зависит. Граница области КПП определяется исключительно условием экранировки внешнего поля объемным зарядом ионов, генерируемых фотоэлектронами. Поэтому размер области КПП в фотоэлектронном разряде, в принципе, может быть меньше ее размера в аномальном тлеющем разряде.

В течение фотоэлектронного периода развития разряда электронный пучок создает в разрядном промежутке плазму, усиливая тем самым ионный ток на катод. В результате соотношение компонент электронного тока с катода  $j_{e0}(\gamma_v)/j_{e0}(\gamma_p)$  начинает уменьшаться. Это приводит в конечном счете к снижению роли фотоэлектронного механизма развития разряда и переходу его в тлеющий режим.

Итак, приведенный метод расчета на основе функции плотности ионизаций  $w(x)$  позволил описать область сильного поля в открытом разряде, т.е. определить распределение основных параметров по длине разрядного промежутка и их зависимости друг от друга и исходных данных. Выявлено, что несмотря на малую вероятность ионизации газа быстрым электроном, она тем не менее весьма существенна и пренеб-

регать ею нельзя. Показаны отличительные свойства открытого разряда, обусловленные как особенностями ионизации газа убегающими электронами, так и геометрией разрядной камеры. На основе полученной картины дано объяснение места и механизма появления и прекращения фотоэлектронного разряда. Для его детального описания требуется распространение примененного подхода на решение нестационарных задач.

1. Бохан П.А., Колбычев Г.В. // ЖТФ. 1981. Т. 51. № 9. С. 1823–1831.
2. Бохан П.А., Сорокин А.Р. // ЖТФ. 1991. Т. 61. № 7. С. 187–190.
3. Коврижных Л.М. // ЖЭТФ. 1959. Т. 37. № 5(11). С. 1394–1400.
4. Singh N. // Plasma Physics. 1978. V. 20. № 9. P. 927–941.
5. Doughty D.A., Den Hartog E.A., Lawler J.E. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. № 25. P. 2668–2671.
6. Kolbychev G.V. // XV Int. Conf. «Phenomena in Ionized Gases»: Contributed Papers. Part II. Minsk, 1981. P. 619–620.
7. Колбычев Г.В. Исследование эффекта убегающих электронов в газе среднего давления: Дис...канд. физ.-мат. наук. Томск: ТГУ, 1983. 141 с.
8. Lauer E.J., Yu S.S., Cox D.M. // Phys. Rev. A. 1981. V. 23. № 5. P. 2250–2259.
9. Hayden H.C., Utterback N.G. // Phys. Rev. 1964. V. 135. № 6 A. P. 1575–1579.
10. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М.: Наука, 1971. 543 с.
11. Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991. 224 с.
12. Глуш Г.Г., Самохин А.А. // ЖПМТФ. 1978. № 5. С. 49–54.
13. Клименко К.А., Королев Ю.Д. // ЖТФ. 1990. Т. 60. № 9. С. 138–142.
14. Kolbychev G.V., Kolbycheva P.D. // Proc. SPIE «Atomic and Molecular Pulsed Lasers». 1995. V. 2619. P. 96–103.
15. Колбычев Г.В., Пташник И.В. // ЖТФ. 1989. Т. 59. № 9. С. 104–111.

*Kolbychev G.V., Ptashnik I.V. A calculation of strong electric field region in the open discharge.*

The method based on joint solution of gas discharge equations and the growth law of runaway electron avalanche is advanced for calculation of cathode fall region parameters. Computed data for some parameters are presented, and simple relations between them are found. A possibility of existence of a high voltage middle-pressure gas discharge in quasi-state-stationary mode is shown, and conditions for that is established. On base of obtained data a mechanism and realization conditions for the photoelectric discharge are discussed.